بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شهید چمران اهواز،
خوزستان، ایران.
۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰

انسداد فوتونی در سامانه‌ی اپتومکانیکی مرکب در حضور دو کیوبیت

مجتبی رستگارزاده، مرضیه حسنی ندیکی و محمّد کاظم توسّلی

گروه اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

mrastegar@stu.ac.yazd.ir, marziyehhassani@yahoo.com, mktavassoly@yazd.ac.ir

چکیده – در این مقاله، به بررسی اثر انسداد فوتونی در یک سامانه‌ی اپتومکانیکی مرکب شامل دو کاواک اپتیکی جفت شده با غشاء مکانیکی می‌پردازیم که هر کدام از کاواک‌ها نیز شامل یک کیوبیت جفت‌شده با مد اپتیکی کاواک است. ابتدا از طریق یک تبدیل یکانی، بخشی از هامیلتونی متناظر با این سامانه را قطری کرده و از طریق آن، به حل معادله‌ی شرودینگر وابسته به زمان برای هامیلتونی کل سامانه می‌پردازیم. نهایتاً به منظور بررسی انسداد فوتون‌ها، تابع همبستگی تک‌زمانه مرتبه‌ی دوم $g^{2}(0)$ را به‌دست آورده و تاثیر تونل‌زنی فوتون‌ها را از طریق غشاء و هم چنین تاثیر جفت‌شدگی مدهای اپتیکی با هر یک از کیوبیت‌ها را روی انسداد فوتون‌ها در یکی از کاواک‌ها مورد مطالعه قرار می‌دهیم.

کلید واژه- انسداد فوتون، تابع همبستگی تک‌زمانه مرتبه‌ی دوم، سامانه اپتومکانیکی.

Photon Blockade in Hybrid Optomechanical System in The Presence of Two Qubits

Mojtaba Rastegarzadeh, Marziyeh Hassani Nadiki and Mohammad Kazem Tavassoly

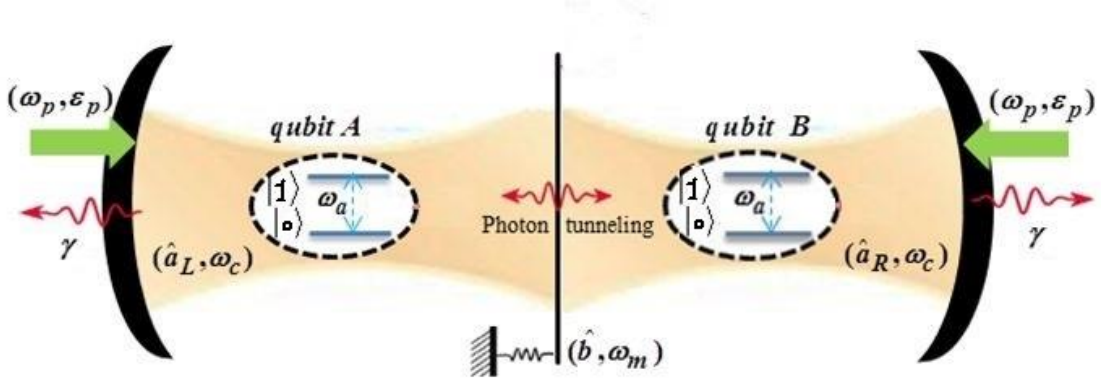
Optic and Laser Group, Faculty of Physics, Yazd University

mrastegar@stu.ac.yazd.ir, marziyehhassani@yahoo.com, mktavassoly@yazd.ac.ir

Abstract- In this paper, we consider an optomechanical system containing of two optical cavities coupled with a mechanical membrane placed between them where any of the optical mode coupled with a qubit. At first, via an unitary transformation, we digonalize part of Hamiltonian corresponding to the system and then, we solve the Schr¨odinger equation for the total Hamiltonian. Finally, in order to studying photon blockade, we obtain the equal-time second-order correlation function ($g^{2}(0)$) and investigate the effect of photon tunneling and coupling between optical modes with each qubit on the photon blockade within one of the cavities.

Keywords: Equal-time second-order correlation, Photon blockade, Optomechanical system.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-06]



شکل ۱: طرح‌واره‌ی سامانه‌ی اپتومکانیکی مرکب مفروض

مقدمه

در دهه‌ی اخیر سامانه‌های اپتومکانیکی یکی از جالب‌ترین عناوین در زمینه‌ی اپتیک کوانتومی به شمار می‌آیند. تا کنون این سامانه‌ها از دو جنبه‌ی آزمایشگاهی و نظری در آرایش‌ها و هندسه‌های متعدّد [۱و۲] مورد بررسی قرار گرفته‌اند. در تعدادی از مقالات نظری، به منظور تولید تک‌فوتون در این سامانه‌ها، به مطالعه‌ی پدیده‌ی انسداد فوتونی با دمش ضعیف مدهای اپتیکی که در حالت پایه قرار دادند، پرداخته شده است[۳و۴]. از این‌رو، در این پژوهش قصد داریم تا انسداد فوتونی را در یک سامانه‌ی اپتومکانیکی مرکب را مورد بررسی قرار دهیم.

مدل فیزیکی

سامانه‌ای اپتومکانیکی مانند شکل ۱ را در نظر می‌گیریم. هامیلتونی توصیف‌کننده‌ی این سامانه در دستگاه چرخان[۱] به صورت زیر داده می‌شود:

$$H_{\rm tot}=H_1+H_2, \qquad (۱)$$

$$H_1=\Delta_{\rm c}\sum_{j=\rm L,R}a_j^{\dagger}a_j+\frac{\delta_{\rm a}}{2}\sum_{\ell=\rm A,B}\sigma_z^{\ell}+\omega_m\, b^{\dagger}b$$
$$+G\,(a_{\rm L}^{\dagger}a_{\rm L}-a_{\rm R}^{\dagger}a_{\rm R})(b^{\dagger}+b),$$

$$H_2=J\,(a_{\rm L}^{\dagger}a_{\rm R}+a_{\rm R}^{\dagger}a_{\rm L})+g\,[(a_{\rm L}^{\dagger}\sigma_{-}^{\rm A}+a_{\rm L}\sigma_{+}^{\rm A})$$
$$+(a_{\rm R}^{\dagger}\sigma_{-}^{\rm B}+a_{\rm R}\sigma_{+}^{\rm B})]+\varepsilon_p\sum_{j=\rm L,R}(a_j^{\dagger}+a_j),$$

که در این رابطه، $\Delta_{\rm c}=\omega_{\rm c}-\omega_{\rm p}$ و $\delta_{\rm a}=\omega_{\rm a}-\omega_{\rm p}$ به ترتیب نامیزانی بسامد لیزر دمشی با بسامد گذار فوتون‌ها و بسامد گذار کیوبیت‌ها هستند. هم‌چنین ω_m بیانگر بسامد نوسانات غشای مکانیکی بین دو کاواک، G جفت‌شدگی هر یک از مدهای اپتیکی با غشای مکانیکی، J جفت‌شدگی فوتون‌های دو کاواک (تونل‌زنی فوتون‌ها بین دو کاواک)، g جفت‌شدگی هریک از کیوبیت‌ها با مد اپتیکی کاواکی که در آن قرار دارد و ε_p جفت‌شدگی هریک از مدهای اپتیکی با لیزر دمش کاواک‌ها است. اکنون با اعمال تبدیل یکانی:

$$U=\exp\left[\frac{G}{\omega_m}(a_{\rm L}^{\dagger}a_{\rm L}-a_{\rm R}^{\dagger}a_{\rm R})(b^{\dagger}-b)\right], \qquad (۲)$$

بر روی هامیلتونی H_1 آن را به صورت زیر قطری می‌کنیم:

$$H_1^{D}=\Delta_{\rm c}\sum_{j=\rm L,R}a_j^{\dagger}a_j+\frac{\delta_{\rm a}}{2}\sum_{\ell=\rm A,B}\sigma_z^{\ell}+\omega_m\, b^{\dagger}b$$
$$-\Delta_G\,(a_{\rm L}^{\dagger}a_{\rm L}-a_{\rm R}^{\dagger}a_{\rm R})^2, \qquad (۳)$$

که در آن $\Delta_G=\frac{G^2}{\omega_m}$ است. حال، معادله‌ی ویژه‌مقداری متناظر با هامیلتونی H_1^{D} را می‌توان به صورت زیر نوشت:

[۱] Rotating Frame

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-06]

$$H_1^D|n_L,n_R,m,e_A,e_B\rangle = E_{n_L,n_R,m,e_A,e_B}|n_L,n_R,m,e_A,e_B\rangle, \quad (۴)$$

که در آن، E_{n_L,n_R,m,e_A,e_B} ویژه‌مقادیر متناظر با H_1^D از رابطه‌ی زیر به دست می‌آیند:

$$E_{n_L,n_R,m,e_A,e_B} = \Delta_c(n_L+n_R) + \omega_m m - \frac{\delta_a}{2}\sum_{e_A=0,1}\sum_{e_B=0,1}\left[(-1)^{e_A}+(-1)^{e_B}\right] - \Delta_G(n_L-n_R)^2. \quad (۵)$$

پس می‌توان معادله‌ی ویژه‌مقداری متناظر با هامیلتونی H_1 را به صورت زیر نوشت:

$$H_1|n_L,n_R,\tilde{m}(n_L,n_R),e_A,e_B\rangle = E_{n_L,n_R,m,e_A,e_B}|n_L,n_R,\tilde{m}(n_L,n_R),e_A,e_B\rangle, \quad (۶)$$

که در آن:

$$|\tilde{m}(n_L,n_R)\rangle = U^\dagger|m\rangle = \exp[-\Delta_G(n_L-n_R)(b^\dagger-b)]|m\rangle \quad (۷)$$

اکنون با داشتن ویژه‌مقادیر و ویژه‌حالت‌های بخش اول هامیلتونی سامانه به حل معادله‌ی شرودینگر می‌پردازیم. با فرض ضعیف بودن دمش برای میدان‌ها و داشتن حداکثر دو برانگیختگی از مجموعه‌ی حالت‌های پایه‌ی میدان‌ها و کیوبیت‌ها، می‌توان یک بردار حالت کلی برای سامانه به شکل زیر در نظر گرفت:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{n_L=0}^{2}\sum_{n_R=0}^{2}\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{e_A=0,1}\sum_{e_B=0,1} C_{n_L,n_R,m,e_A,e_B}|n_L,n_R,\tilde{m}(n_L,n_R),e_A,e_B\rangle, \quad (۸)$$

که در آن باید شرط $n_L+n_R+e_A+e_B\le 2$ همواره برقرار باشد. اکنون معادله‌ی شرودینگر به صورت زیر را درنظر می‌گیریم:

$$i\frac{\partial|\Psi(t)\rangle}{\partial t} = \left(H_{tot} - i\gamma\sum_{j=L,R}a_j^\dagger a_j\right)|\Psi(t)\rangle, \quad (۹)$$

که در آن جمله‌ی $-i\gamma\sum_{j=L,R}a_j^\dagger a_j$ ناشی از اثر اتلاف در فوتون‌های دو کاواک است[۵]. با استفاده از معادلات (۱)، (۵)، (۶) و (۷) و بردار حالت (۸)، پس از جداسازی و تفکیک معادلات، برای ضرایب احتمال C_{n_L,n_R,m,e_A,e_B} به ازای mهای مختلف بی‌نهایت دسته‌ی سیزده‌تایی معادله‌ی دیفرانسیل جفت شده به دست می‌آید. بدون از دست دادن کلیت مطلب، برای سادگی معادلات، یک دسته‌ی سیزده‌تایی از معادلات را به ازای $m=0$ به دست آورده‌ایم که به علت کمبود جا از بیان آن‌ها در این‌جا خودداری می‌کنیم. در روند حل معادلات فرض کرده‌ایم که سامانه در حالت پایا قرار گرفته و هم‌چنین داشته باشیم $\Delta_c=\delta_a=\Delta$ یا به عبارتی دیگر $\omega_c=\omega_a$ برقرار باشد.

بررسی انسداد فوتونی در کاواک چپ

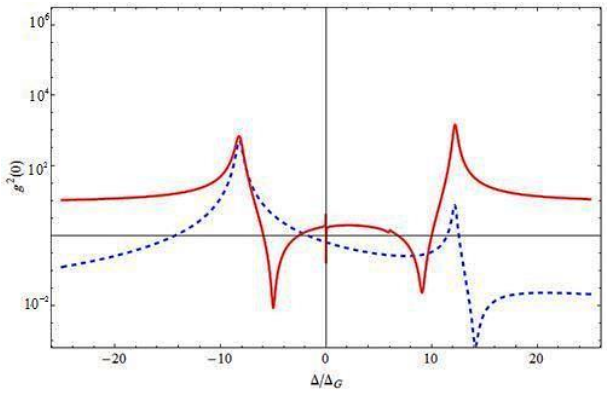
در این مرحله از کار به منظور یافتن انسداد فوتونی در کاواک چپ، آمار فوتون‌ها در کاواک چپ را با استفاده از تابع همبستگی تک‌زمانه مرتبه دوم [۵-۱]:

$$g_L^{\,2}(0)=\frac{\langle a_L^\dagger a_L^\dagger a_L\, a_L\rangle}{\langle a_L^\dagger a_L\rangle^2}, \quad (۱۰)$$

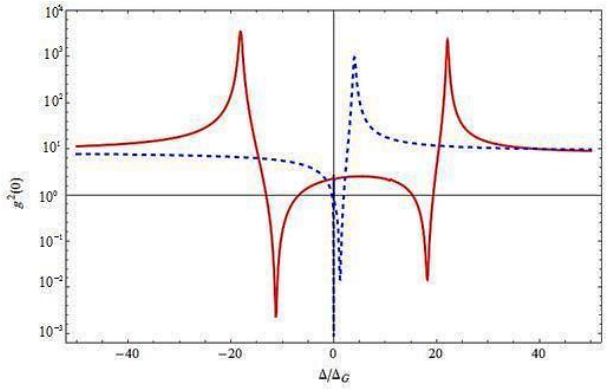
بررسی خواهیم کرد. $g_L^{\,2}(0)>1$ متناظر با آمار ابرپواسونی، $g_L^{\,2}(0)=1$ بیانگر آمار پواسونی و $g_L^{\,2}(0)<1$ آمار زیرپواسونی فوتون‌های مد اپتیکی L را نشان می‌دهد. به‌علاوه، افت سریع تابع همبستگی مرتبه دوم به سمت مقادیر کمتر از ۱، نشان‌دهنده‌ی رخداد انسداد فوتونی در کاواک اپتیکی است. لازم به ذکراست که ما به دنبال بررسی دینامیک سامانه نیستیم و معادلات را در حالت پایا حل کرده‌ایم. بنابراین، مطابق مراجع [۵-۱]، ما نیز استفاده از $g_L^{\,2}(0)$ به جای پارامتر مندل را ترجیح می‌دهیم. با استفاده از بردار حالت (۸) رابطه‌ی (۱۰) بر حسب ضرایب احتمال به شکل زیر حاصل می‌شود:

$$g_L^{\,2}(0)=2|C_{2,0,0,0,0}|^2\Big[\Big\langle|C_{1,0,0,0,0}|^2+|C_{1,0,0,1,0}|^2+|C_{1,0,0,0,1}|^2+|C_{1,1,0,0,0}|^2+2|C_{2,0,0,0,0}|^2\Big\rangle\Big]^{-2}, \quad (۱۱)$$

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-06]



شکل۲: تابع همبستگی مرتبه‌ی دوم $g_L^2(0)$ بر حسب نسبت $\frac{\Delta}{\Delta_G}$ و به ازای دو مقدار $g=0$ (نمودار آبی خط‌چین) و $g=0.002G$ (نمودار قرمز توپر) و به ازای مقادیر ثابت $\omega_m=50G$ ، $J=0.1G$، $\gamma=0.002G$ و $\varepsilon_p=0.001G$.



شکل۳: تابع همبستگی مرتبه‌ی دوم $g_L^2(0)$ بر حسب نسبت $\frac{\Delta}{\Delta_G}$ به ازای دو مقدار $J=0$ (نمودار آبی خط‌چین) و $J=0.2G$ (نمودار قرمز توپر) و به ازای مقادیر ثابت $\omega_m=50G$ ، $g=0.002G$ ، $\gamma=0.002G$ و $\varepsilon_p=0.001G$.

نتایج عددی حاصل از رابطه‌ی (۱۱) در شکل های ۲ و ۳ به ترتیب، به ازای مقادیر مختلف جفت‌شدگی بین کیوبیت‌ها و مدهای اپتیکی (g) و جفت‌شدگی فوتون‌های دو کاواک (J) برحسب نسبت $\frac{\Delta}{\Delta_G}$ ترسیم شده است.

نتایج عددی: بحث و نتیجه‌گیری

در شکل‌های ۲ و ۳ در تعدادی از نقاط مقدار $g_L^2(0)$ افت سریع به سمت مقادیر زیر ۱ داشته که نشان‌دهنده انسداد فوتونی در کاواک چپ است. هم‌چنین به استناد شکل ۲، افزایش جفت‌شدگی مدهای میدان با کیوبیت‌ها منجر به رخداد انسداد فوتونی در نقاط بیش‌تری شده ولی آمار فوتون‌ها با افزایش g به سمت آمار ابرپواسونی تغییر یافته است. به علاوه در شکل ۳ نیز با افزایش تونل‌زنی فوتون‌های دو کاواک تنها نقاط رخداد انسداد فوتونی جابجا شده و آمار فوتون‌ها نیز در محدوده‌ی بیش‌تری زیرپواسونی است. نتایج به دست آمده از این پژوهش کاملاً در توافق با نتایج حاصل از مرجع [۳] است، با این تفاوت که در این پژوهش، با اضافه شدن کیوبیت‌های جفت شده با مدهای اپتیکی، انسداد فوتونی در نواحی بیش‌تری رخ می‌دهد و آمار فوتونی نیز در محدوده ی بیش‌تری زیرپواسونی است.

مرجع‌ها

[1] H. Lin, X. Wang, Z. Yao, D. Zou, “Kerr-nonlinearity enhanced conventional photon bloackade in a second-order nonlinear system”, Opt. Express, **28** 12, (2020).

[2] D-Y Wang, C-H Bai, Y. Xing, S. Liu , S. Zhang, H-F Wang, “Enhanced photon blockade via driving a trapped λ-type atom in a hybrid optomechanical system”, Phys. Rev. A, 12 043705, (2020).

[3] M. Hassani Nadiki, M. K. Tavassoly, “Photon blockade in a system consisting of two optomechanical cavities via photon hopping”, Eur. Phys. J. Plus, **136** 279, (2021).

[4] B. Sarma, A. K. Sarma, “Unconventional photon blockade in three-mode optomechanics”, Phys. Rev. A, **98** 013826, (2018).

[5] J. Q. Liao, F. Nori; “Photon blockade in quadratically coupled optomechanical systems”; Phys. Rev. A, **88** 023853 (2013).

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-06]